

а входной сигнал был представлен в виде идеального импульса $E \cdot 1(t)$. На рис. 6 представлена зависимость от амплитуды E времени фронта импульсного отклика нелинейного усилителя, нормированного ко времени фронта переходной характеристики линейаризованной модели (рис. 2). Кривая 2 соответствует усилителю с фильтром, 1 — без него. Предложенная схема отличается меньшей зависимостью импульсного отклика от амплитуды воздействия.

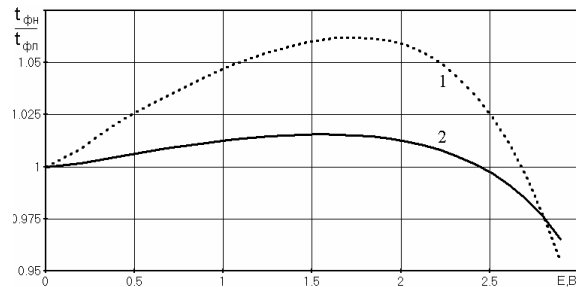


Рис. 6. Зависимость нормированного времени фронта импульсного отклика от амплитуды входного сигнала

4. Экспериментальные результаты

Было собрано три экспериментальных макета усилителя на разных типах транзисторов и измерены характеристики макетов. Все усилители отличались расширенной полосой рабочих частот по сравнению с усилителями, выполненными по обычной схеме Дарлингтона. Выигрыш в полосе

частот составляет от 1,2 до 1,3, причем расширение полосы происходит без ухудшения динамического диапазона и условий согласования. Характерно, что использование эмиттерной коррекции не дает такого увеличения полосы, а совместное применение эмиттерной коррекции и фильтра приводит к существенному подъему частотной характеристики в области верхних частот и большим линейным искажениям.

Усилитель по схеме Дарлингтона имеет усиление 7,3 дБ. По сравнению с аналогами у него в 1,3 раза более широкая полоса частот. Усилитель имеет питание 6 В и потребляемую мощность 200 мВт. Нижняя граничная частота (100 МГц) ограничена емкостями разделительных конденсаторов.

5. Заключение

Разработан новый усилитель по схеме Дарлингтона с форсирующим фильтром, отличающийся более широкой полосой рабочих частот. Моделирование показало, что параметры фильтра могут изменяться в широких диапазонах номиналов элементов, однако усилитель всегда будет иметь расширенную до 30 % полосу частот. По сравнению с обычными усилителями предложенная схема отличается повышенными метрологическими характеристиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sirenza M. Standard 5V Medium Power InGaP Darlington Amplifiers // Microwave Journal. — 2005. — V. 48. — № 5. — P. 266–272.
2. Bousnina S., Mandeville P., Kouki A.B., Surridge R. Direct Parameter-Extraction Method for HBT Small-Signal Model // IEEE Trans. on MTT. — 2002. — V. 50. — № 2. — P. 529–536.
3. Kobayashi K.W., Oki A.K. A Low-Noise Baseband 5-GHz Direct-Coupled HBT Amplifier with Common-Base Active Input Match // IEEE Microwave and Guided Wave Letters. — 1994. — V. 4. — № 11. — P. 373–375.
4. Kobayashi K.W., Streit D.C., Umemoto D.K., Block T.R. A Monolithic HEMT-HBT Direct-Coupled Amplifier with Active Input Matching // IEEE Microwave and Guided Wave Letters. — 1996. — V. 6. — № 1. — P. 55–57.

УДК 629.423.316

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ЯКОРЯ ТЯГОВОГО ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ

С.Г. Шантаренко

Омский государственный университет путей сообщения
E-mail: nis@omskcity.com

Представлен подробный анализ изменения потенциальной энергии якоря тягового электродвигателя в зависимости от отклонений технологических параметров от нормативных значений. Приводятся выражения для потенциальной энергии якоря, которые позволяют оптимизировать технологию ремонта двигателя.

Надежность любой сложной электромеханической системы во многом определяется надежной работой электропривода, которая в значительной степени зависит от безотказности тягового электродвигателя (ТЭД). Для магистральных электро-

возов одной из основных причин заходов на внеплановые ремонты являются повреждения тягового привода и колесных пар с буксами, при этом выходы из строя тяговых двигателей составляют 20...25 % от общего количества отказов. Таким об-

разом, исследование качества функционирования, разработка методов и средств объективной оценки технического состояния и совершенствование системы технического обслуживания и ремонта тяговых электродвигателей являются актуальными.

Рассмотрим, как влияют изменения ряда технологических параметров тягового электродвигателя на потенциальную энергию его якоря.

Потенциальная энергия термодинамической системы является энергией ее состояния. Математическое выражение энергии зависит от выбора системы отсчета и от принятых обобщенных координат. В качестве системы отсчета выбираем декартовую прямоугольную систему $OXYZ$, одна из осей которой (OY) совмещена с продольной осью симметрии тягового электродвигателя. Оси OZ и OX располагаем в плоскости, перпендикулярной к оси OY и проходящей через центр тяжести якоря ТЭД. Для составления выражения потенциальной энергии якоря $\Pi_{\text{я}}$ необходимо выбрать кинематическую схему системы тягового электродвигателя.

Потенциальная энергия определяется перемещениями упругих элементов в узлах сочленения якоря ТЭД с другими деталями колесно-моторного блока (КМБ) и силами электромагнитного взаимодействия остова двигателя с якорем. Якорь ТЭД связан с КМБ через опорные подшипники и шестерни редуктора. Эти связи имеют чисто механический характер и выражаются через геометрические координаты и физико-механические параметры материала взаимодействующих тел. Силы электромагнитного взаимодействия определяются токами в цепи якоря для заданного режима работы ТЭД и геометрией относительного расположения якоря и остова. Поэтому в качестве обобщенных координат целесообразно выбрать:

- x_a, y_a, z_a — смещения центра оси якоря вдоль соответствующих координатных осей; $\Theta_a, \varphi_a, \psi_a$ — повороты оси якоря вокруг осей OX, OY, OZ соответственно;
- i_a — ток в цепи возбуждения тягового двигателя.

Потенциальную энергию якоря можно представить следующим образом:

$$\Pi_{\text{я}} = \Pi_{\text{мп}} + \Pi_{\text{уп}},$$

где $\Pi_{\text{мп}}$ — составляющая, обусловленная силами магнитного поля; $\Pi_{\text{уп}}$ — составляющая, определяемая упругими связями якоря механического характера.

Технологическими параметрами являются:

- ε_n — зазоры в опорных подшипниках;
- ε_p — зазоры в системе зацепления шестерен редуктора;
- ε_o — эксцентриситет якоря, обусловленный несовершенством технологии ремонта и сборки.

Смещение воздушного зазора под главными полюсами относительно номинала будет также определяться и динамическим эксцентриситетом ε_d , который не поддается непосредственному замеру, так как он является величиной переменной как по времени, так и по длине якоря.

В отечественной литературе по расчету и проектированию электрических машин рекомендуется формула расчета силы одностороннего магнитного притяжения [1]:

$$F_m = \pi \left(\frac{B}{k} \right)^2 \alpha_{\delta} \frac{D_a \ell_a}{\delta_r} \varepsilon, \quad (1)$$

где B — величина магнитной индукции в воздушном зазоре под главным полюсом; α_{δ} — полюсное перекрытие; D_a, ℓ_a — диаметр и длина якоря; k — постоянная для данного типа двигателя; ε — суммарный эксцентриситет.

Формула (1) применима в случае параллельного смещения якоря относительно оси двигателя в установившемся режиме работы ТЭД. Следует отметить, что магнитное поле не является однородным в пределах даже одного главного полюса, так как геометрия расположения якоря и статора переменная как по длине якоря, так и во времени. Однако эту формулу можно взять за основу расчета силы тяжения, если принять, что она справедлива для участка шириной $d\ell$, перпендикулярного оси двигателя

$$dF = \pi \left(\frac{B}{k} \right)^2 \alpha_{\delta} \frac{D_a}{\delta_r} \varepsilon_c d\ell_a. \quad (2)$$

В формуле (2) величина ε_c означает суммарный эксцентриситет в выбранном сечении $\varepsilon_c = \varepsilon_o + \varepsilon_d$, величина магнитной индукции может быть принята как среднее значение радиальной составляющей вектора \vec{B} в нормальном смещении эксцентриситета от оси ТЭД в выбранном сечении двигателя.

Для расчета эксцентриситета ε_c центра тяжести S сечения якоря, отстоящего от начала отсчета на расстоянии y_c , применим расчетную схему на рис. 1.

Найдем выражение радиальной составляющей вектора \vec{B} магнитного поля, создаваемого одним полюсом статора в произвольной точке сечения S .

Так как полюс представляет собой ферромагнитный сердечник внутри катушки с током I_a , то магнитное поле будет формироваться в основном за счет намагниченного сердечника

$$\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}_m,$$

где \vec{B}_o — поле, создаваемое катушкой; $\vec{B}_m = f(\vec{B}_o)$ — поле, создаваемое магнитом.

Для ферромагнетиков $\vec{B}_m \gg \vec{B}_o$. Функция $f(\vec{B}_o)$ зависит от физико-химических свойств материала сердечника и от его конструкции. Для каждого типа двигателя эту функцию можно считать заданной.

Для расчета вектора \vec{B}_o в произвольной точке $M(x, y, z)$ сечения S применим расчетную схему на рис. 2.

Для удобства расчета выбираем систему отсчета $\tilde{O}\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$, смещенную относительно исходных координат $Oxyz$ вдоль линии эксцентриситета в точку $\tilde{O}(R_o \cos \varphi, 0, R_o \sin \varphi)$ и развернутую вокруг оси $\tilde{O}\tilde{y}$ на угол $\alpha = \pi/2 - \varphi$ против часовой стрелки.

Эксцентриситет ε_c определяется через обобщенные координаты и ε_o по формуле

$$\varepsilon_c = [(\varepsilon_o \cos \varphi + z_a + (\text{sign } y_c) \sin \Theta_a y_c)^2 + (\varepsilon_o \sin \varphi + x_o - (\text{sign } y_c) \sin \psi_a y_c)^2]^{\frac{1}{2}}.$$

Здесь φ – угол вращения якоря вокруг своей оси. Начальные значения углов Θ_a и φ_a определяются положением опорных подшипников относительно осей симметрии двигателя.

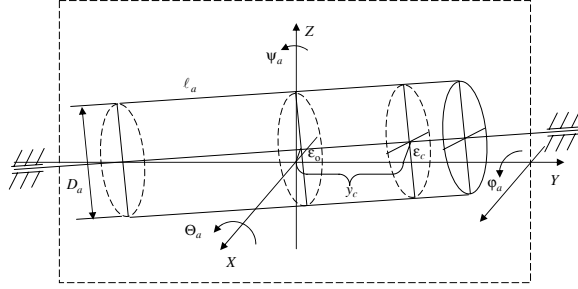


Рис. 1. Расчетная схема определения эксцентриситета якоря

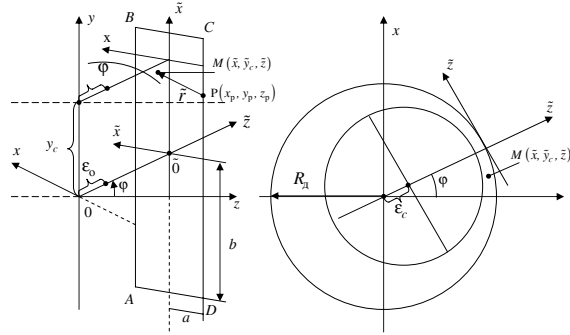


Рис. 2. Расчетная схема вектора магнитного поля

Так как ψ_a и Θ_a углы малые, то можно принять $\sin \psi_a \cong \psi_a$; $\sin \Theta_a \cong \Theta_a$; $\cos \psi_a \cong \cos \Theta_a \cong 1$. Тогда для эксцентриситета ε_c получаем выражение:

$$\varepsilon_c = [z_a^2 + x_a^2 + \varepsilon_o^2 + 2\varepsilon_o(z_a \cos \varphi + x_a \sin \varphi) + 2y_c \text{sign } y_c (\Theta_a(z_a + \varepsilon_o \cos \varphi) - \psi_a(x_a + \varepsilon_o \sin \varphi))]^{\frac{1}{2}}.$$

По закону Био-Савара элемент проводника $d\ell$ с током I_θ создает в точке M пространства магнитное поле с индукцией

$$d\vec{B}_0 = \frac{\mu_0 I_\theta}{4\pi r^2} [d\vec{\ell} \times \vec{r}_0] = \frac{\mu_0 I_\theta}{4\pi r^3} [d\vec{\ell} \times \vec{r}].$$

Пусть элемент $d\ell$ располагается в точке $P(x_p, y_p, z_p)$ контура. Тогда

$$d\vec{\ell} = \{dx_p, dy_p, dz_p\};$$

$$\vec{r} = \{\tilde{x} - x_p; \tilde{y}_c - y_p; \tilde{z} - z_p\}.$$

Точку M выбираем в плоскости сечения S . Так как контур расположен в плоскости $\tilde{x}\tilde{y}$, то

$$z_p = 0 \quad \text{и} \quad dz_p = 0;$$

$$d\vec{\ell} \times \vec{r} = \tilde{i} \tilde{z} dy_p - \tilde{j} \tilde{z} dx_p + \tilde{k}[(\tilde{y}_c - y_p) dx_p - (\tilde{x} - x_p) dy_p];$$

$$r^3 = \sqrt{(\tilde{z}^2 + (\tilde{x} - x_p)^2 + (\tilde{y}_c - y_p)^2)^3}.$$

Полная индукция магнитного поля в точке M найдется через интеграл

$$\vec{B}_0 = \int_L d\vec{B}_0 :=$$

$$= \frac{\mu_0 I_\theta}{4\pi} \int_L \frac{\tilde{i} \tilde{z} dy_p - \tilde{j} \tilde{z} dx_p + \tilde{k}[(\tilde{y}_c - y_p) dx_p - (\tilde{x} - x_p) dy_p]}{r^3}. \quad (3)$$

Контур L представим прямоугольным четырехугольником $ABCD$. Вдоль контура выполняются условия:

- на линии AB имеем $x_p = -a$, $y_p \in [-b; b]$, $dx_p = 0$;
- на линии BC : $y_p = b$, $x_p \in [-a; a]$, $dy_p = 0$;
- на линии CD : $x_p = a$, $y_p \in [b; -b]$, $dx_p = 0$;
- на линии DA : $y_p = -b$, $x_p \in [a; -a]$, $dy_p = 0$;

Векторное поле \vec{B} в точке M будет равно сумме векторов $\sum \vec{B}_0^{(i)}$, создаваемых в точке M проводниками AB , BC , CD и DA с током I_θ . Рассчитаем векторы $\vec{B}_0^{(i)}$.

Проводник AB : $x_p = -a$, $y_p \in [b; -b]$, $dx_p = 0$,

$$\vec{B}_0^{(1)} = \frac{\mu_0 I_\theta}{4\pi} \left[\frac{b - \tilde{y}_c}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (\tilde{x} + a)^2 + (b - \tilde{y}_c)^2}} + \frac{b + \tilde{y}_c}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (\tilde{x} + a)^2 + (b + \tilde{y}_c)^2}} \right] \times$$

$$\times \frac{1}{[\tilde{z}^2 + (\tilde{x} + a)^2]} \{ \tilde{i} \tilde{z} - \tilde{k}(\tilde{x} + a) \}.$$

Проводник BC : $y_p = b$, $x_p \in [-a; a]$, $dy_p = 0$,

$$\vec{B}_0^{(2)} = \frac{\mu_0 I_\theta}{4\pi} \left[\frac{a - \tilde{x}}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (a - \tilde{x})^2 + (\tilde{y}_c - b)^2}} - \frac{a + \tilde{x}}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (a + \tilde{x})^2 + (\tilde{y}_c - b)^2}} \right] \times$$

$$\times \frac{1}{[\tilde{z}^2 + (\tilde{y}_c - b)^2]} \{ -\tilde{j} \tilde{z} + \tilde{k}(\tilde{y}_c - b) \}.$$

Проводник CD : $x_p = a$, $y_p \in [b; -b]$, $dx_p = 0$,

$$\vec{B}_0^{(3)} = -\frac{\mu_0 I_\theta}{4\pi} \left[\frac{b - \tilde{y}_c}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (\tilde{x} - a)^2 + (b - \tilde{y}_c)^2}} - \frac{b + \tilde{y}_c}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (\tilde{x} - a)^2 + (b + \tilde{y}_c)^2}} \right] \times$$

$$\times \frac{1}{[\tilde{z}^2 + (\tilde{x} - a)^2]} \{ \tilde{i} \tilde{z} - \tilde{k}(\tilde{x} - a) \}.$$

Проводник DA : $y_p = -b$, $x_p \in [a; -a]$, $dy_p = 0$,

$$\vec{B}_0^{(4)} = \frac{\mu_0 I_\theta}{4\pi} \left[\frac{a - \tilde{x}}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (a - \tilde{x})^2 + (\tilde{y}_c + b)^2}} - \frac{a + \tilde{x}}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (a + \tilde{x})^2 + (\tilde{y}_c + b)^2}} \right] \times$$

$$\times \frac{1}{[\tilde{z}^2 + (\tilde{y}_c + b)^2]} \{ -\tilde{j} \tilde{z} + \tilde{k}(\tilde{y}_c + b) \}.$$

Для радиальной компоненты $\bar{B}_0^{(r)}$ суммарного магнитного поля получим выражение

$$\bar{B}_0^{(r)} = \frac{\mu_0 I_a}{4\pi} \left[-J_{AB}(\tilde{x}+a) + J_{BC}(\tilde{y}_c-b) - \right. \\ \left. -J_{CD}(\tilde{x}-a) + J_{DA}(\tilde{y}_c+b) \right],$$

где

$$J_{AB} = \frac{1}{\tilde{z}^2 + (\tilde{x}+a)^2} \left[\frac{b-\tilde{y}_c}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (\tilde{x}+a)^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} + \frac{b+\tilde{y}_c}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (\tilde{x}+a)^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right];$$

$$J_{BC} = \frac{1}{\tilde{z}^2 + (\tilde{y}_c-b)^2} \left[\frac{a-\tilde{x}}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (a+\tilde{x})^2 + (\tilde{y}_c-b)^2}} - \frac{a+\tilde{x}}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (a+\tilde{x})^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} \right];$$

$$J_{CD} = -\frac{1}{\tilde{z}^2 + (\tilde{x}-a)^2} \left[\frac{b-\tilde{y}_c}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (\tilde{x}-a)^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} + \frac{b+\tilde{y}_c}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (\tilde{x}-a)^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right];$$

$$J_{DA} = -\frac{1}{\tilde{z}^2 + (\tilde{y}_c-b)^2} \left[\frac{a-\tilde{x}}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (a-\tilde{x})^2 + (\tilde{y}_c-b)^2}} - \frac{a+\tilde{x}}{\sqrt{\tilde{z}^2 + (a-\tilde{x})^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right].$$

В качестве усредненного значения напряженности можно взять $\bar{B}_0^{(r)}(y_c)$, приняв в формуле (3) $x=0$ и $z=0,5(R_\delta-(\varepsilon_c+R_a))$.

Так как $z < a$ и $z < b$, то для упрощения аналитических исследований принимаем $z=0$.

Тогда получим:

$$J_{AB} = \frac{1}{a^2} \left[\frac{b-\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} + \frac{b+\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right];$$

$$J_{BC} = J_{DA} = 0;$$

$$J_{CD} = -\frac{1}{a^2} \left[\frac{b-\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} + \frac{b+\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right];$$

$$\bar{B}_0^{(r)} = \frac{\mu_0 I_a}{4\pi} \left[\frac{b-\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} + \frac{b+\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right].$$

При расчетах магнитное поле \bar{B}_m можно с достаточной точностью принять равным

$$\bar{B}_m = k_m \bar{B}_0,$$

где k_m – постоянная для материала сердечника.

Для принятых допущений потенциальная энергия сил притяжения $\Pi_{мп}$ выразится достаточно простой формулой

$$\Pi_{мп} = \int_{-b}^b \int_0^{\varepsilon_c} \frac{\alpha_\delta R_a k_m^2 \mu_0 I_a^2}{k^2 \delta_r 2\pi a^2} \left[\frac{b-\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} + \frac{b+\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right]^2 \varepsilon_c d\varepsilon_c d\tilde{y}_c =$$

$$= A_1 \left(A_2 \int_{-b}^b \left[\frac{b-\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} + \frac{b+\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right]^2 d\tilde{y}_c + \right.$$

$$\left. + 2A_3 \int_{-b}^b \text{sign } \tilde{y}_c \cdot \tilde{y}_c \left[\frac{b-\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b-\tilde{y}_c)^2}} + \frac{b+\tilde{y}_c}{\sqrt{a^2 + (b+\tilde{y}_c)^2}} \right] d\tilde{y}_c \right). \quad (4)$$

Здесь

$$A_1 = \frac{\alpha_\delta R_a k_m^2 \mu_0 I_a^2}{4\pi k^2 a^2 \delta_r} s;$$

$$A_2 = z_a^2 + x_a^2 + \varepsilon_a^2 + 2\varepsilon_0(z_a \cos \varphi + x_a \sin \varphi);$$

$$A_3 = \Theta(z_a + \varepsilon_0 \cos \varphi) - \psi_a(x_a + \varepsilon_0 \sin \varphi).$$

Для описания сил в опорных подшипниках и в системе редуктора можно воспользоваться характеристиками с «люфтом» [2]

$$F_n^\mp = \frac{C_p}{2} \left(1 + \frac{\text{sign}(|\delta_n^\mp| - \varepsilon_n)}{\delta_n^\mp} - \varepsilon_n \text{sign } \delta_n^\mp \right)^{\frac{3}{2}};$$

$$F_p = \frac{C_p}{2} \left(1 + \frac{\text{sign}(|\delta_p| - \varepsilon_p)}{\delta_p} - \varepsilon_p \text{sign } \delta_p \right)^{\frac{3}{2}}.$$

где δ_n^\mp – упругие деформации в системе сочленения с опорными подшипниками («–» – для левого, «+» – для правого подшипника, рис. 1).

$$\delta_n^\mp = [(z_a \mp \ell_\delta \sin \Theta_a)^2 + (x_a \mp \ell_p \sin \psi_a)^2]^{\frac{1}{2}},$$

где ℓ_δ – расстояние между подшипниками;

$$\delta_p = r_{ш1} \varphi + r_{ш2} \varphi_{кп},$$

$r_{ш1}, r_{ш2}$ – радиусы зубчатых шестерен редуктора; $\varphi_{кп}$ – угол вращения колеса колесной пары.

Потенциальная энергия упругих связей якоря имеет вид

$$\Pi_{уп} = \int_0^{\delta_n^-} F_n^- d\delta_n^- + \int_0^{\delta_n^+} F_n^+ d\delta_n^+ + 2 \int_0^{\delta_p} F_p d\delta_p. \quad (5)$$

Полученные формулы (4, 5) позволяют произвести подробный анализ изменения потенциальной энергии якоря в зависимости от отклонений технологических параметров тягового электродвигателя от номинальных значений.

Выполненные исследования дают возможность совершенствовать технологию ремонта и наладки тя-

говых электродвигателей при выполнении их текущих и капитального ремонтов в период эксплуатации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Находкин М.Д., Василенко Г.В., Козорезов Н.А., Лузкин Д.М. Проектирование тяговых электрических машин. – М., 1967. – 536 с.

2. Шантаренко С.Г. Влияние технологических факторов на качество функционирования коллекторных тяговых электродвигателей магистрального электроподвижного состава: Дис. ... канд. техн. наук: 05.22.07. – Защищ. 27.06.2000; Утв. 13.10.2000; 04200010451. – М., 2000. – 214 с.

УДК 532.529

ГИДРОДИНАМИКА МИКРОПУЗЫРЬКОВЫХ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СРЕД

Б.В. Бошенятов

Институт прикладной механики РАН. г. Москва

E-mail: iam@ipsun.ras.ru

Приведен краткий обзор исследований гидродинамических характеристик микропузырьковых газожидкостных сред, имеющих повышенную (до 2,5 %) концентрацию микропузырей. Показано, что свойства такой среды аналогичны свойствам однофазных несжимаемых жидкостей, однако, при течениях микропузырьковых газожидкостных сред в гладких трубах, присутствие микропузырей накладывает на течения специфические для двухфазной среды особенности.

Введение

Одним из наиболее перспективных путей интенсификации технологических процессов химической, металлургической, пищевой, микробиологической и других отраслей промышленности является радикальное увеличение степени дисперсности систем, переход на микродисперсные газожидкостные среды (МГС) с размерами газовых пузырьков от единиц до сотен мкм. Такие среды иногда называют газовыми эмульсиями, именно такие среды были получены академиком В.В. Струминским в 1984 г. [1] и предложены для детального изучения. В отличие от пен, состоящих из пузырьков газа, разделённых тонкими, достаточно прочными перегородками жидкости, в газовых эмульсиях расстояние между отдельными пузырьками достаточно большое. Вследствие этого газовые эмульсии обладают текучестью, аналогичной текучести других жидкостей, однако присутствие микропузырьков в жидкости придаёт таким средам уникальные гидрофизические и акустические свойства. До недавнего времени исследования газовых эмульсий ограничивались двумя случаями: либо дисперсионной средой являлись высоковязкие жидкости [2], либо, если дисперсионной средой являлась обычная жидкость, например, вода – то объемная концентрация микропузырьков (φ) не превышала величин порядка 10^{-4} [3].

Получение МГС повышенной концентрации в обычных чистых жидкостях, без присутствия ПАВ (поверхностно-активных веществ) или микродисперсных твердых частиц, до сих пор является трудной проблемой. Поэтому МГС с повышенной концентрацией пузырьков (по крайней мере до газосодержания $\varphi=10^{-2}$) – представляет собой практически не изученный вид дисперсных систем.

С другой стороны, расчеты показывают, что замена крупнодисперсных газожидкостных сред в ряде технологических процессов, например, микробиологических, барботажных или флотационных на микропузырьковые даже при газосодержаниях порядка 10^{-2} может дать значительный экономический эффект.

Микропузырьковая газожидкостная среда повышенного газосодержания

Прежде всего, определимся с количественным критерием – какие пузырьковые газожидкостные среды (ПГС) следует относить к микропузырьковым? Известно, что, из-за самопроизвольного процесса укрупнения пузырей и их всплытия, ПГС агрегативно неустойчивы, они рано или поздно распадаются на две фазы – газ и жидкость. Поэтому неизменные во времени параметры ПГС могут поддерживаться лишь в динамическом режиме, в газожидкостный пузырьковый реактор необходимо непрерывно добавлять новые пузыри. Время расслоения ПГС на две фазы определяется, главным образом, скоростью всплытия пузырьков V_b и процессами их укрупнения (коалесценции) при столкновении.

На рис. 1, по многочисленным экспериментальным данным различных авторов, приведена зависимость скорости всплытия пузырьков газа в воде от размера пузыря. На графике легко различимы три области:

- 1 – скорость всплытия соответствует точному решению Стокса $V_b \sim d^2$ (преобладают вязкие силы, $Re_b \ll 1$, d – диаметр пузырька);
- 2 – $V_b \sim \sqrt{d}$ (скорость всплытия пузыря не зависит от вязкости), $Re_b \gg 1$);